PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 15 — 1. August 1940 — 41. Jahrgang

Redaktionsschluß für Nr. 17 am 15. August 1940

INHALT:

Abhandlungen:

H. Fränz und C. Weiß, Die Berechnung der Absorption in hochkonzentrierten Radiumpräparaten. S. 345.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10h 50min. S. 349.

L. Bergmann und F. Ronge, Über lichtelektrische Untersuchungen an Leuchtstoffen. S. 349.

W. Holzmüller, Verlustwinkelmessung bei Hochfrequenz. S. 356.

K. Sacher, Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Konzentration in einem dipol-dipollosen Flüssigkeitsgemisch. S. 360.

Besprechungen:

Dr. A. Bouwers, Elektrische Höchstspannungen. S. 362.

Dechema-Monographien. S. 363.

U. R. Evans, Korrosion, Passivität und Oberflächenschutz von Metallen. S. 363.

A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. 2. Band. 2. Aufl. S. 363.

Nachrichten. S. 364.

ABHANDLUNGEN

Die Berechnung der Absorption in hochkonzentrierten Radiumpräparaten

Von Hans Fränz und Carl Friedrich Weiß

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Die Gehaltsbestimmung von Radiumpräparaten erfordert eine Berücksichtigung der inneren Absorption der γ-Strahlen im Salz, die keineswegs immer zu vernachlässigen ist. Für schwachkonzentrierte radioaktive Materialien geringen Radiumgehalts, die relativ zu einem punktförmigen Standard in einer zylindrischen Ionisationskammer gemessen werden, sind bereits von den Verfassern zwei Verfahren angegeben worden, um durch Variation der Substanzdicke bzw. mit Hilfe der Schüttdichte der Substanz den in dieser absorbierten Anteil der γ-Strahlung zu ermitteln[1]). Bei hochkonzentrierten Radiumpräparaten dagegen ist eine experimentelle direkte Bestimmung der Absorption ausgeschlossen. Bei kleinen Durchmessern der Substanzschicht der Präparate, zumal wenn diese ähnliche räumliche Dimensionen und eine ähnliche Konzentration wie der Vergleichsstandard besitzen, ist diese innere Absorption zu vernachlässigen. Das trifft übrigens fast immer auf die üblichen klinischen Präparate zu. Handelt es sich aber um Präparate, die wesentlich schlechter konzentriert sind als der Radiumstandard oder erheblich mehr Radium enthalten als dieser (das bedeutet in beiden Fällen: mehr Substanz enthalten als der Standard), dann darf die innere Absorption nicht vernachlässigt werden. Sie muß für diesen Fall berechnet werden; dazu benötigt man einmal die Kenntnis des Absorptionskoeffizienten μ und außerdem die Kenntnis der Absorptionsfunktion.

Eine solche Absorptionsfunktion ist von Thirring und v. Schweidler[1]) für den speziellen Fall hergeleitet worden, daß die radioaktive Substanz die Form einer Kugel mit dem Radius R bildet. Für das Verhältnis der austretenden Strahlung I zur Gesamtstrahlung I_0 erhält man in diesem Fall

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{3}{4}\mu R + \frac{4}{10}\mu^2 R^2 - \cdots \qquad (1)$$

Diese Absorptionsfunktion ist von Behounek[2]) verwendet worden, um die Absorption in hochkonzentrierten Radiumpräparaten zu berechnen.

Nun handelt es sich bei Radiumpräparaten keineswegs um Kugeln, vielmehr ist die Normalform der Umhüllung eines solchen Präparates zylindrisch. Deshalb ist die Anwendung der Absorptionsfunktion einer Kugel nicht gerechtfertigt, weil dann R undefiniert und willkürlich

1) H. Fränz und C. Weiß, Physik. Zeitschr. **36**, 486, 1935.

1) H. Thirring, Physik. Zeitschr. **13**, 266, 1912; E. v. Schweidler, Physik. Zeitschr. **13**, 453, 1912.

2) F. Behounek, Zeitschr. f. Phys. **92**, 533, 1934.

bleibt. Die Absorptionsfunktion einer zylindrischen Substanz ist von Owen und Fage[1]) angegeben worden. Bezeichnet hier R den Zylinderradius, dann lautet sie

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{8}{3\pi}\mu R + \frac{1}{2}\mu^2 R^2 - + \cdots \quad (2)$$

Hier ist indessen zu bedenken, daß auch diese Funktion in der Mehrzahl der Fälle, in denen die innere Absorption zu berücksichtigen ist, nicht angewendet werden kann. Die Umschlußrohre der aktiven Substanz sind nämlich häufig nicht voll gefüllt, vor allem stets bei Glasrohren wegen der Abschmelzschwierigkeiten. Bei der üblichen Meßaufstellung der Präparate werden die Röhrchen horizontal gelagert, so daß die gleichmäßig ausgebreitete Substanzschicht in diesem Fall nicht einmal zylindrische Form besitzt, sondern einen Zylinderabschnitt bildet. Die zugehörigen Absorptionsfunktionen lassen sich indessen in eine Form

$$\frac{I}{I_0} = 1 - a \cdot \mu R + b \cdot \mu^2 R^2 - + \cdots \quad (3)$$

bringen. Die Koeffizienten a und b haben wir durch ein halbgraphisches Verfahren ermittelt. Um sie zu bestimmen, geht man aus von der Herleitung der Absorptionsfunktion (2).

Absorptionsfunktion einer zylindrischen Substanz

Abb. 1 zeigt einen Schnitt durch den horizontal gelagerten Zylinder, parallel der Grundfläche. Die Strahlung soll in der Richtung x auf die Ionisationskammer treffen; die Höhe des Zylinders (d. h. die Länge des Präparates) sei l. Es sei vorausgesetzt, daß der Abstand des Präparates von der Kammer groß ist gegenüber seinen Dimensionen, so daß man also parallelen Strahlengang annehmen kann. Dann ist die aus einer parallel zur x-Richtung befindlichen Schicht der Dicke dy und der Breite $2d$ austretende Strahlung

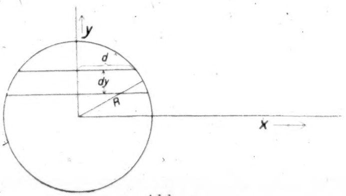

Abb. 1.

$$i = \varepsilon \cdot l \cdot dy \int_{-d}^{+d} e^{-\mu(d-x)} \cdot dx$$
$$= \frac{\varepsilon \cdot l}{\mu} \cdot dy\left(1 - e^{-2\mu d}\right).$$

Dabei bezeichnet ε die pro cm^3 der Substanz emittierte Strahlung. Da

$$d = \sqrt{R^2 - y^2}$$

ist, erhält man für die Gesamtstrahlung des Zylinders

$$I = \frac{\varepsilon \cdot l}{\mu} \int_{-R}^{+R} \left(1 - e^{-2\mu\sqrt{R^2 - y^2}}\right) dy. \quad (2a)$$

Durch Reihenentwicklung der e-Funktion erhält man schließlich

$$\begin{aligned} I &= \frac{\varepsilon \cdot l}{\mu} \int_{-R}^{+R} \left[2\mu(R^2 - y^2)^{1/2} - 2\mu^2(R^2 - y^2) + \tfrac{4}{3}\mu^3(R^2 - y^2)^{3/2} - + \cdots\right] dy \\ &= \frac{\varepsilon \cdot l}{\mu}\left[\mu R^2\pi - \frac{8}{3}\mu^2 R^3 + \frac{\mu^3}{2}\pi R^4 - + \cdots\right] \\ &= \varepsilon \cdot l \cdot R^2\pi\left(1 - \frac{8}{3\pi}\mu R + \frac{1}{2}\mu^2 R^2 - + \cdots\right). \end{aligned} \quad (2b)$$

Da $\varepsilon \cdot l \cdot R^2\pi = I_0$ ist, so erhält man die Absorptionsfunktion (2)

$$\frac{I}{I_0} = 1 - \frac{8}{3\pi}\mu R + \frac{1}{2}\mu^2 R^2 - \cdots.$$

Absorptionsfunktion einer Substanz von der Form eines Zylinderabschnitts

Wenn die Präparatröhrchen nicht voll gefüllt sind, nimmt, wie bereits gesagt, bei horizontaler Lagerung die aktive Substanz die Form eines Zylinderabschnitts an. In diesem Fall sind die Integrationsgrenzen in Gleichung (2a) und (2b) nicht mehr $-R$ und $+R$, sondern $R-h$ und R, wenn h die Höhe des Kreisabschnitts bezeichnet, den die Substanz als Querschnitt besitzt (siehe Abb. 2)[2]). Schreibt man Gleichung (2b) in der Form:

1) E. Owen und W. Fage, Proc. Phys. Soc. London **34**, 27, 1921.

2) Die Substanz ist schraffiert gezeichnet; der Bequemlichkeit halber ist das Präparat in der Zeichnung um 180° verdreht worden.

$$I = \varepsilon \cdot l \cdot 2\int_{R-h}^{R} \sqrt{R^2 - y^2}\, dy \cdot \left[1 - \frac{\mu \int_{R-h}^{R} (R^2 - y^2)\, dy}{\int_{R-h}^{R} (R^2 - y^2)^{1/2} dy} + \frac{\frac{2}{3}\mu^2 \int_{R-h}^{R} (R^2 - y^2)^{3/2} dy}{\int_{R-h}^{R} (R^2 - y^2)^{1/2} dy} - \ldots \right],$$

dann ist, weil $2\int_{R-h}^{R} \sqrt{R^2 - y^2}\, dy$ die Querschnittsfläche ist,

$$I = I_0 \left| 1 - \frac{\mu \int (R^2 - y^2)\, dy}{\int (R^2 - y^2)^{1/2} dy} + \frac{\frac{2}{3}\mu^2 \int (R^2 - y^2)^{3/2} dy}{\int (R^2 - y^2)^{1/2} dy} - \ldots \right|.$$

Durch die Substitution $y = R \sin\varphi$ erhält man

$$I = I_0 \left| 1 - \mu R \frac{\int \cos^3\varphi\, d\varphi}{\int \cos^2\varphi\, d\varphi} + \frac{2}{3}\mu^2 R^2 \frac{\int \cos^4\varphi\, d\varphi}{\int \cos^2\varphi\, d\varphi} - \ldots \right|, \qquad (4)$$

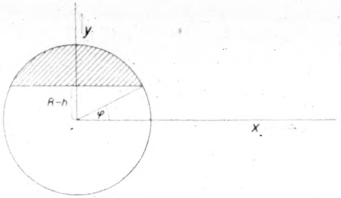

Abb. 2.

wobei die Integration sich von $\arcsin\left(1 - \frac{h}{R}\right)$ bis $\pi/2$ zu erstrecken hat. Schreibt man Gleichung (4) in der Form (3):

$$\frac{I}{I_0} = 1 - a\mu R + b\mu^2 R^2 - \ldots,$$

dann sind die Koeffizienten a und b Funktionen von $\frac{h}{R}$. Diese Funktionen gewinnt man am einfachsten graphisch, indem man die Koeffizienten a und b für geeignete Werte von $\frac{h}{R}$ berechnet und tabelliert. So ist z. B. für $\frac{h}{R} = \frac{2 - \sqrt{3}}{2} = 0{,}134$ der Wert von $1 - \frac{h}{R} = \frac{1}{2}\sqrt{3}$, also $\arcsin\left(1 - \frac{h}{R}\right) = \frac{\pi}{3}$. Für den Wert $\frac{h}{R} = 0{,}134$ erhält man also als Integrationsgrenzen $\frac{\pi}{3}$ und $\frac{\pi}{2}$ und nach Ausführung der Integrationen die Werte $a = 0{,}378$ und $b = 0{,}104$. Verfährt man in dieser Weise noch für andere geeignete Werte von $\frac{h}{R}$, dann erhält man die Zahlentafel I:

Zahlentafel I.

h/R	a	b
0,020	0,132	0,016
0,134	0,378	0,104
0,293	0,542	0,208
0,500	0,678	0,324
0,742	0,782	0,428
1,000	0,848	0,500
1,500	0,890	0,544
1,707	0,878	0,528
1,866	0,864	0,508
2,000	0,848	0,500

In Abb. 3 sind a und b als Funktionen von $\frac{h}{R}$ aufgetragen. Das Verfahren ist nun sehr einfach: Man bestimmt für ein vorliegendes Präparat das Verhältnis $\frac{h}{R}$, entnimmt aus den Kurven der Abb. 3 die Werte der Koeffizienten a und b und verwendet dann als Absorptionsfunktion die Gleichung (3).

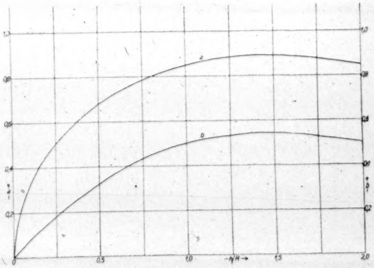

Abb. 3. Koeffizienten der Absorptionsfunktion in Abhängigkeit von $\frac{h}{R}$.

Festlegung des Absorptionskoeffizienten μ

Leider ist mit der Kenntnis der Absorptionsfunktion erst die Hälfte der Frage nach der Größe der Absorption beantwortet. Man benötigt zur Berechnung auch noch den Absorptionskoeffizienten μ. Der Wert dieser Größe schwankt bekanntlich, weil er nicht nur von der Art der gewählten Meßanordnung und von der Filterung der Strahlung bei der Messung abhängt, sondern auch von der Konzentration und der Schüttdichte des Salzes. Von Behounek[1]) sind aus Absorptionsversuchen empirische Beziehungen (für kleine bzw. große Ordnungszahlen) hergeleitet worden, die μ in Abhängigkeit von den Elektronendichten (Anzahl der Elektronen in 1 cm^3) darstellen. Diese Elektronendichten sind indessen nur dann anzugeben, wenn die Zusammensetzung des Salzes genau bekannt ist; das ist aber meistens nicht der Fall. Kennt man die Masse der aktiven Substanz und kann man ihr Volumen bestimmen[2]), dann kann man mit Hilfe der Schüttdichte ϱ den Absorptionskoeffizienten μ aus dem Wert des Massenabsorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho}$ entnehmen. Der Wert von $\frac{\mu}{\varrho}$ ist immerhin angenähert konstant; bei der üblichen Filterung durch 0,5 cm Blei ist ein Wert von $0{,}050\,g^{-1}cm^2$ vermutlich auf 10 Proz. richtig.

Falls man die Masse der aktiven Substanz nicht kennt, ist es allerdings schwierig, der Substanz einen Wert von μ zuzuordnen. Man kann sich dann allenfalls behelfsweise über die Zusammensetzung der Substanz informieren, sofern man ein ganz reines $RaCl_2$-Präparat besitzt; durch Vergleich der Masse dieses Standards mit der des in Frage stehenden Präparates kann man unter Berücksichtigung der Radiumgehalte den Anteil von $RaCl_2$ und $BaCl_2$ abschätzen und das zugehörige μ nach Behounek ermitteln. Indessen ist diese letztere Abschätzung etwas unsicher, weil die Schüttdichte stark aktiver Substanzen mit der Zeit Veränderungen erfährt. Sie wird nämlich erheblich kleiner infolge einer starken Auflockerung der Substanz.

Bestimmung des wahren Radiumgehaltes

Bei der Berechnung des wahren Radiumgehaltes ist nun nicht die gesamte Korrektion für die innere Absorption anzubringen, da ja auch im Vergleichsstandard ein entsprechender Anteil absorbiert wird. Bezeichnen P_0 und S_0 die wahren Radiumgehalte von Präparat und Standard, P und S die aus den Substanzen austretenden Strahlungen, dann ergibt die Messung

$$P = k \cdot S.$$

Es seien weiterhin die nach dem obigen Verfahren errechneten Absorptionen

$$\delta = a \cdot \mu \cdot R - b \cdot \mu^2 \cdot R^2$$

bzw. entsprechend ε, dann ist gemäß Gleichung (3)

$$P_0 = \frac{P}{1 - \delta} \quad \text{und} \quad S_0 = \frac{S}{1 - \varepsilon}.$$

S_0, der wahre Radiumgehalt des reinen Standards, ist aus dessen Gewichtsmenge genau bekannt. Aus den drei Gleichungen folgt

$$P_0 = k \cdot S_0 (1 + \delta - \varepsilon). \tag{5}$$

Die Bestimmung des wahren Radiumgehalts setzt im übrigen voraus, daß die Emanation im Salz okkludiert bleibt; das ist jedoch normalerweise weitgehend der Fall. In Sulfaten bleibt die Emanation quantitativ eingeschlossen, und auch trockne Chloride und Bromide emanieren selbst in feinkristallinem Zustand so wenig, daß der nichtokkludierte Anteil nicht berücksichtigt zu werden braucht.

Zum Schluß sei ein Beispiel aus der Praxis angeführt, um die Größenordnung der inneren Absorption zu veranschaulichen. Ein Präparat, dessen aus der Substanz austretende Strahlung (nach vorgenommener Korrektion für die Absorption in der Glashülle) 140,9 mg Radium äquivalent war, hatte eine Masse von 0,2158 g. Das Volumen der Substanz wurde zu 0,157 cm^3 bestimmt, woraus sich eine Schüttdichte $\varrho = 1{,}37$ ergibt. Aus dem Massenabsorptionskoeffizienten $\frac{\mu}{\varrho} = 0{,}050$ erhält man einen Absorptionskoeffizienten $\mu = 0{,}0685\ cm^{-1}$. Das Verhältnis der Schichthöhe zum Radius betrug bei horizontaler Lagerung $\frac{h}{R} = 0{,}6$. Aus den Kurven der Abb. 3 erhält man $a = 0{,}726$ und $b = 0{,}372$. Da der Radius R des Röhrchens 0,29 cm beträgt, so wird die Absorption $\delta = a \cdot \mu \cdot R - b \cdot \mu^2 \cdot R^2 = 0{,}0145$. Die entsprechende Absorption im Standard beträgt $\varepsilon = 0{,}004$. Nach Gleichung (5) ist also die gemessene austretende Strahlung um $0{,}0145 - 0{,}004 = 1{,}05$ Proz. zu erhöhen. Der Radiumgehalt des Präparats beträgt damit 142,4 mg.

Berlin-Charlottenburg, Juni 1940.

(*Eingegangen 22. Juni 1940*)

1) F. Behounek, a. a. O.

2) Die Volumenbestimmung ist bei Glasröhrchen leicht möglich. Bei Umschlußröhrchen aus Metall kann man das Volumen ermitteln, indem man das Präparat auf photographisches Papier legt und durch die γ-Strahlung ein Bild der Schicht erzeugt.

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich 10 h 50 min.

Die Zahlen der Spalte 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1 Tag	2 1940 Juni	1 Tag	2 1940 Juni
1.	+6	16.	—
2.	—	17.	5
3.	0	18.	10
4.	+2	19.	−7
5.	−4	20.	−17
6.	−1	21.	−10
7.	−4	22.	−23
8.	0	23.	—
9.	—	24.	−12
10.	−7	25.	−17
11.	−6	26.	−17
12.	−6	27.	−11
13.	0	28.	−12
14.	−5	29.	−13
15.	6	30.	

Berlin-Charlottenburg, den 6. Juli 1940.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt, Abt. II.

Im Auftrage:

A. Scheibe, U. Adelsberger.

Über lichtelektrische Untersuchungen an Leuchtstoffen

Von L. Bergmann und F. Ronge

Im Jahre 1932 hat Bergmann[1]) eine Versuchsanordnung angegeben, die es ermöglichte, einen dem Kristallphotoeffekt analogen lichtelektrischen Effekt bei einer großen Zahl von Stoffen auch dann noch nachzuweisen, wenn diese Stoffe nur in sehr geringer Menge (wenige Milligramm) zur Verfügung stehen. Zu diesem Zweck wird der zu untersuchende Stoff in pulverisierter Form mit einem Bindemittel auf ein Deckgläschen in dünner Schicht aufgetragen. Dieses Präparat wird zwischen zwei Kondensatorplatten, von denen die eine aus einer dünnen, vorderseitig mit einer durchsichtigen Metallhaut versehenen Glasplatte besteht, mit intermittierendem Licht bestrahlt. Dieser Kondensator wird ohne zusätzliche Hilfsspannung an den Eingang eines Verstärkers angeschlossen. Die an den Kondensatorplatten bei intermittierender Belichtung auftretende Wechselspannung wird durch den Verstärker verstärkt und nach Gleichrichtung einem Meßinstrument zugeführt. Auf diese Weise läßt sich der Kristallphotoeffekt an den in dem Bindemittel eingebetteten Mikrokristallen nachweisen und quantitativ untersuchen. Als Kristallphotoeffekt wird dabei die von Dember[1]) zuerst an Einkristallen von Kupferoxydul, Proustit und Pyrargyrit entdeckte Erscheinung verstanden, wonach das im Kristall absorbierte Licht längs seines Weges eine nach einer Exponentialfunktion abfallende Konzentration freier Elektronen hervorruft. Die Elektronen folgen dem Konzentrationsgefälle, bewegen sich somit in Richtung des einfallenden Lichtes und erzeugen durch Influenz auf den Kondensatorplatten eine Potentialdifferenz. Bei intermittierender Belichtung läßt sich diese mit der Unterbrechungsfrequenz des Lichtes variierende Potentialdifferenz leicht verstärken, so daß sich so noch lichtelektrische Effekte an kleinsten Stoffmengen nachweisen lassen. Bergmann und Hänsler[2]) haben auf diese Weise eine größere Zahl von Stoffen untersucht und deren spektrale lichtelektrische Empfindlichkeit aufgenommen. Mittels besonderer Versuchsanordnungen konnte auch die Laufrichtung der Elektronen in den Substanzen in der Kondensatorzelle nachgewiesen werden.

Bei der Fortsetzung dieser Versuche zeigte es sich, daß auch bei fluoreszierenden und phosphoreszierenden Stoffen ein solcher lichtelektrischer Effekt auftritt und es schien daher aussichtsreich, solche Substanzen daraufhin näher zu untersuchen.

Versuchsanordnung

In der Fig. 1 ist die von Bergmann zuerst angegebene lichtelektrische Zelle im Querschnitt gezeichnet. In einem Ring *a* aus Isoliermaterial ist von der einen Seite ein Metallring *b* eingeschraubt, der eine dünne Quarzplatte *e* gegen den Ansatz *d* andrückt. Auf der Innenseite ist die Quarzplatte mit einer durchsichtigen streifenförmigen Goldhaut *c* versehen, die über einen Staniolring mit dem Ring *b* in leitender Ver-

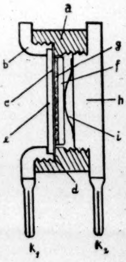

Fig. 1.

1) L. Bergmann, Naturw. **20**, 15, 1932; Physik. Zeitschr. **33**, 209, 1932.

1) H. Dember, Physik. Zeitschr. **32**, 554, 856, 1931.

2) L. Bergmann und J. Hänsler, Zeitschr. f. Phys. **100**, 50, 1936.

bindung steht. Von der anderen Seite läßt sich die lichtelektrisch zu untersuchende Substanz g, die zu diesem Zweck in gepulverter Form mit Zaponlack als Bindemittel in dünner Schicht auf ein rundes Mikroskopierdeckgläschen von 25 mm Durchmesser und etwa 0,2 mm Stärke aufgebracht wird, und eine Aluminiumplatte f, die die zweite Kondensatorplatte darstellt, gegen die Scheibe e mittels eines einschraubbaren Metallstückes h mit darauf angebrachter Feder i anpressen. Die beiden am Ring b und am Metallstück h befestigten Stecker k_1 und k_2 dienen zum Anschluß der Zelle an Gitter und Kathode der ersten Röhre des Verstärkers. Auf die Verstärkeranlage, die an anderer Stelle[1]) ausführlich beschrieben wurde, braucht hier nicht näher eingegangen zu werden.

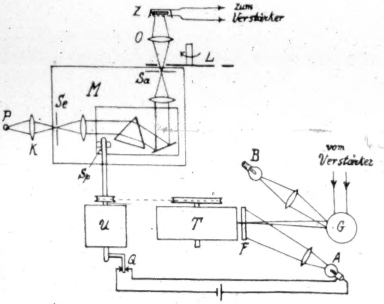

Fig. 2.

Der optische Versuchsaufbau ist aus Fig. 2 ersichtlich. Das Licht einer selbstregulierenden Bogenlampe P beleuchtet über einen Quarzkondensor K den Eintrittsspalt Se eines Quarzmonochromators M nach Leiß mit automatischer Fokussierung, der das Wellenlängengebiet von 0,19—4,2 μ umfaßte. Das aus dem Austrittsspalt Sa austretende Licht wurde von einem Quarzobjektiv O auf die Versuchszelle Z so vereinigt, daß diese stets gleichmäßig ausgeleuchtet wurde. Dicht vor dem Austrittsspalt befand sich die rotierende Lochscheibe L, die das austretende Licht mit einer Unterbrechungsfrequenz von 600 Hz unterbrach. Um in möglichst kurzer Zeit eine Durchmessung des ganzen Spektrums zu erreichen, wurde eine automatische Registriervorrichtung benutzt. Ein Uhrwerk U drehte gleichzeitig mittels der Spindel Sp den Prismentisch des Monochromators und über einen Schnurantrieb die Filmtrommel T. Auf dieser Filmtrommel wurde über den Spiegel des am Verstärkerausgang angeschlossenen Galvanometers G der gerade Faden einer Glühlampe B abgebildet. Eine vor der Trommel T befindliche Zylinderlinse F zog das Bild des Fadens zu einem Punkt auf der Filmebene zusammen. Das durch geeignete Parallelwiderstände aperiodisch gemachte Galvanometer besaß eine Empfindlichkeit von 10^{-5} Amp. pro mm Ausschlag auf der Filmebene. Die Verbindung zwischen Uhrwerk und Filmtrommel war so gewählt, daß bei einer Umdrehung der Trommel das ganze Spektrum durchgemessen wurde. Hierzu war je nach der angestellten Uhrwerksgeschwindigkeit eine Zeit von 1,5—3 Minuten nötig. Auf diese Weise wurden Störungen im Verstärker, Schwankungen der Lichtquelle und der Umlaufszahl der Lochscheibe weitgehend eliminiert. Bei jeder Umdrehung der Spindel am Monochromator wurde ein elektrischer Kontakt Q geschlossen, der eine Glühlampe A aufleuchten ließ; dadurch wurden auf dem Registrierstreifen zur Transportrichtung senkrechte Striche als Wellenlängenmarken aufgedruckt.

Die mit dieser Apparatur erhaltenen Registrierkurven wurden in der üblichen Weise unter Berücksichtigung der Dispersion des Monochromators, der Energieverteilung der Lichtquelle und der durch den Verstärker bedingten Verzerrung auf ein energiegleiches Spektrum umgerechnet.

Untersuchung von Leuchtstoffen

In der Tabelle I sind in fortlaufender Numerierung die von uns untersuchten, im Handel erhältlichen Leuchtstoffe zusammengestellt. Die Spalte 2 gibt die handelsübliche Bezeichnung des betreffenden Stoffes an und die Spalte 3 die Zusammensetzung, soweit sie uns bekannt war. In Spalte 4 ist die Farbe des betreffenden Stoffes bei Tageslicht aufgeführt, während Spalte 6 die Farbe des erregten Leuchtens angibt. In der Spalte 5 ist die Stärke und Dauer des Nachleuchtens angeführt, und die letzte Spalte gibt die Wellenlänge des erregenden Lichtes an, bei der maximales Leuchten auftritt.

Von diesen Stoffen zeigten einen deutlichen lichtelektrischen Effekt nur diejenigen, die praktisch nicht oder nur kurz nachleuchteten. Auf diese Erscheinung wird weiter unten noch näher eingegangen. Diese Substanzen sind in der Tabelle II nochmals zusammengestellt. Dabei ist in Spalte 3 die spektrale Lage der Maxima, wobei die Lage des kleineren eingeklammert ist, und in Spalte 4 die Intensität des lichtelektrischen Effektes im Hauptmaximum aufgeführt. Als Vergleich für die Intensitätsangabe dient, wie bei früheren Arbeiten, der bei metallischem

1) L. Bergmann und J. Hänsler, l. c.

Tabelle I

1	2	3	4	5	6	7
Nr.	Bezeichnung des Stoffes[1])	Zusammensetzung	Farbe des Stoffes bei Tageslicht	Dauer des Nachleuchtens	Farbe des erregten Lichtes	Wellenlänge des erregenden Lichtes bei maximalem Leuchten in $m\mu$
1.	S.F. 118	*ZnSAg*	weiß	kurz	blau	384
2.	Clarophan ...	*ZnSCu*	hellgrün	lang	grün	358
3.	S.F. 132	*ZnCdSAg*	hellgelb	sehr kurz	gelb	387
4.	Permophan ..	S_2SBi	gelbgrün	lang	blaugrün	—
5.	Chromophan-orange		orange	lang	gelb	385
6.	Nr. 25	*Zn–Cd*–Sulfid mit *Cu* aktiv.	hellrotorange	lang	rotorange	283
7.	S.F. 173	Mischung von gelb und blau leuchtendem mit *Ag* aktiv. *Zn–Cd*–Sulfid	hellgelborange	nicht nachleuchtend	weiß	386
8.	S.F. 132	*Zn–Cd*–Sulfid mit *Ag* aktiv.	zitronengelb	nicht nachleuchtend	gelb	385 386
9.	Nr. 26	*Zn*–Sulfid mit *Ag* aktiv.	weiß	etwas nachleuchtend	blau	387
10.	Chromophan-gelb	*Zn–Zd*–Sulfid mit *Cu* aktiv.	hellgelb	lang	hellgelb	383
11.	*Flu* 10—000 .	—	weiß	kurz	blau	384
12.	*Flu* 20—050 .	—	graugrün	kurz	hellgrün	387
13.	*Flu* 30—050 .	—	hellgrün	kurz	grün	358 385
14.	*Flu* 40—025 .	—	maigrün	nicht nachleuchtend	grüngelb	358 386
15.	*Flu* 50—000 .	—	gelb	nicht nachleuchtend	gelb	358 386
16.	*Flu* 60—000 .	—	hellorange	nicht nachleuchtend	dunkelgelb	357 385
17.	*Flu* 70—000 .	—	orange	nicht nachleuchtend	rotorange	387
18.	*Flu* 80—000 .	—	dunkelorange	nicht nachleuchtend	rot	387
19.	*Flu* 90—000 .	—	rotorange	nicht nachleuchtend	dunkelrot	386
20.	Orangerot ...	—	hellorange	kurz	orange	357

1) Die Stoffe 1—10 wurden uns von der Auergesellschaft, Berlin, die Stoffe 11—20 von der Firma Riedel de Haen, Seelze b. Hannover in dankenswerter Weise zur Verfügung gestellt.

Tabelle II

Nr.	Bezeichnung des Stoffes	Lage der Maxima des lichtelektrischen Effektes in $m\mu$	Relative Intensität des lichtelektrischen Effektes
3.	S.F. 132	380 (351)	17
7.	S.F. 173	380 (354)	20,2
8.	*ZnCdSAg*	383,5 (356)	15
13.	*Flu* 30	354	6,4
14.	*Flu* 40	354 (377)	15,4
15.	*Flu* 50	377 (352)	28,7
16.	*Flu* 60	380 (355)	18,5
17.	*Flu* 70	384,5	15,8
18.	*Flu* 80	383	5,6
19.	*Flu* 90	383 (451)	17,3

Selen gefundene Wert, der gleich 100 gesetzt wurde.

Der Verlauf der spektralen Empfindlichkeit bezogen auf energiegleiches Spektrum ist für die einzelnen Stoffe in den Kurvenbildern der Fig. 3 wiedergegeben. Alle Stoffe wurden mehrmals durchgemessen und ergaben stets gleiche und reproduzierbare Ergebnisse. Bei den Stoffen 17 bis 19 tritt nur ein ausgeprägtes Maximum in Erscheinung, während bei allen anderen Substanzen deutlich zwei Maxima zu erkennen sind. Vergleicht man die Ergebnisse der Aufnahmen von Fig. 3 mit den in der letzten Spalte von Tabelle I aufgeführten Werten der Wellenlänge des erregenden Lichtes, bei der maximales

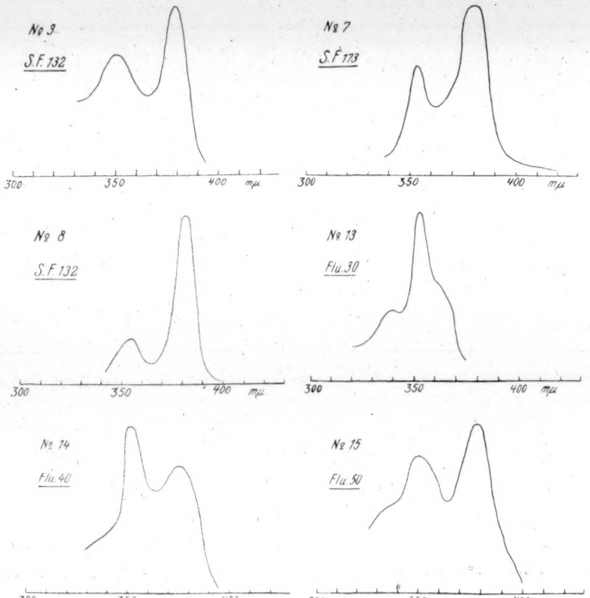
№ 3
S.F. 132
№ 7
S.F. 173
№ 8
S.F. 132
№ 13
Flu. 30
№ 14
Flu. 40
№ 15
Flu. 50
№ 16
Flu. 60
№ 17
Flu. 70
№ 18
Flu. 80
№ 19
Flu. 90
300
350
400
mμ

Fig. 3.

Leuchten des Stoffes auftritt, so sieht man, daß letztere mit den Werten des Maximums des lichtelektrischen Effektes zusammenfallen, wenn man dabei berücksichtigt, daß sich durch die Umrechnung auf energiegleiches Spektrum die Werte in Fig. 3 etwas nach kürzeren Wellenlängen verschoben haben. Es kann also jedem Maximum des lichtelektrischen Effektes auch ein Maximum der Fluoreszenzstrahlung zugeordnet werden. Bei der Durchführung der Versuche ließ sich direkt beobachten, daß das am Verstärkerausgang angeschlossene Galvanometer gerade bei den Wellenlängen des eingestrahlten Lichtes einen größten Ausschlag zeigte, bei denen das Auge auch ein Helligkeitsmaximum des Fluoreszenzleuchtens wahrnahm. Es ist also mit dem hier beschriebenen Verfahren möglich, mittels des lichtelektrischen Effektes an kleinsten Stoffproben festzustellen, bei welchen Wellenlängen des eingestrahlten Lichtes maximales Leuchten auftritt. Dies dürfte für die Herstellung und Untersuchung solcher Substanzen in der Praxis von Bedeutung sein.

Auf einige Besonderheiten ist noch hinzuweisen. Die Leuchtstoffe 3 und 8 haben zwar die gleiche Zusammensetzung, entstammen aber verschiedenen Lieferungen. Bei Tageslicht zeigt die Probe 3 ein mehr weißgelbliches Aussehen als die Probe 8 und auch bei der gelben Farbe des erregten Leuchtens ergibt sich ein kleiner Unterschied, indem die Leuchtfarbe von 3 etwas mehr nach dem Grün zu liegt. Dieses geringfügige verschiedene optische Verhalten der beiden Proben spiegelt sich auch im lichtelektrischen Effekt wieder. Die Kurven der spektralen Verteilung dieses Effektes haben zwar dasselbe Aussehen, nämlich ein bei längeren Wellen liegendes Hauptmaximum und ein Nebenmaximum bei kürzeren Wellen, die Maxima liegen jedoch bei Probe 3 um etwa 3,5 mμ nach längeren Wellen verschoben und weiterhin fällt auf, daß das Nebenmaximum bei Probe 3 wesentlich kleiner ist als das bei Probe 8.

Es tritt nun die Frage auf, wie der hier beobachtete lichtelektrische Effekt in Zusammenhang mit dem Mechanismus des Fluoreszenz- bzw. Phosphoreszenzleuchtens zu bringen ist. Nach den Vorstellungen von Lenard, die hinsichtlich des Fluoreszenzmechanismus auch noch mit den neueren Vorstellungen von Tomaschek übereinstimmen[1]), besteht das Wesen der Phosphoreszenz bzw. Lumineszenz in der Ablösung von Elektronen aus dem Atom (oder Atomkomplex) der Fremdsubstanz (Schwermetall) und seiner darauffolgenden Rückkehr zum Ursprungsort (Leuchtzentrum) unter Aussendung des Lichtes. Je nachdem, ob vorwiegend Momentanzentren oder Dauerleuchtzentren vorhanden sind, ist das Momentanleuchten oder das Dauerleuchten des Luminophors stärker ausgeprägt und entsprechend rechnet man die Substanz zu den fluoreszierenden oder phosphoreszierenden Stoffen. Es wird also bei dieser Erklärung eine Elektronenbewegung sowohl beim Vorgang der Erregung als auch während der Aussendung des Leuchtens angenommen.

Da die hier benutzte Versuchsanordnung auf die in der zu untersuchenden Substanz stattfindende Elektronenbewegung anspricht, entsteht die weitere Frage, welche Elektronenbewegung gemessen wird, ob die bei Erregung stattfindende Elektronenablösung oder die bei dem Leuchtprozeß bewirkenden zurückkehrenden Elektronen registriert werden. Nun hat Göggel[1]) den äußeren lichtelektrischen Effekt bei erregten Phosphoren untersucht und festgestellt, daß dieser nur während der Erregung, nicht aber während des Nachleuchtens auftritt. Weiter haben Versuche von Gudden und Pohl[2]) über die lichtelektrische Leitung in phosphoreszierenden Kristallen gezeigt, daß die Lichtabsorption in den von dem Schwermetallzusatz herrührenden Absorptionsbanden zu einer lichtelektrischen Erregung führt. Es liegt daher zum mindesten nahe, auch den hier gefundenen Effekt den bei der Erregung fließenden Elektronenströmen zuzuschreiben. Hierfür spricht auch die von uns beobachtete Tatsache, daß die lichtelektrische Erscheinung durchweg nur an Stoffen mit Momentanleuchten bzw. mit sehr kurzer Nachleuchtdauer auftritt. Bei einem vollerregten langnachleuchtenden Phosphor ist nach Einstrahlung einer vorgegebenen Lichtintensität des erregenden Lichtes in dem darauf folgenden Abblenden der Erregung durch die rotierende Lochscheibe die Anzahl der in der kurzen Zeitdauer der Abblendung (etwa $^1/_{600}$ Sekunde) zu einem Schweratom zurückkehrenden Leuchtelektronen sehr gering im Verhältnis zu der Gesamtzahl der freigemachten Elektronen. Der Rückfluß aller Elektronen ist ja erst nach sehr langer Zeit vollzogen. Es wird daher durch die auf den Augenblick der Abdunklung folgende neue Lichteinstrahlung nur eine sehr geringe Zahl weiterer Elektronen in Bewegung gesetzt, um den Phosphor in einen Zustand höherer Erregung zu bringen, da sich die Substanz nach

1) Siehe z. B. die zusammenfassende Darstellung von H. Rupp, Die Leuchtstoffe und ihre Verwendung. Verlag Gebr. Bornträger, Berlin 1937, und N. Riehl und P. N. Wolf, Fluoreszenzstoffe und Phosphoreszenzstoffe in der Lichttechnik. Das Licht **6**, H. 3, 1936.

1) K. Göggel, Ann. Phys. (4) **67**, 301, 1922.
2) B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **3**, 98, 1920; **4**, 206, 1921; **21**, 1, 1924.

Ablauf der etwa $^1/_{600}$ Sekunde betragenden Abdunklung noch fast im vollerregten Zustand befindet.

Anders dagegen werden sich die Fluoreszenzstoffe verhalten. In diesen nicht nachleuchtenden Substanzen wird durch das eingestrahlte Licht sofort die Gesamtheit aller Leuchtelektronen in Bewegung gesetzt. Nach Aufhören der Lichteinstrahlung bewegen sich alle Elektronen sogleich wieder zu ihrem Grundzustand zurück. Bei intermittierend eingestrahltem Licht wird sich somit eine periodische Elektronenbewegung in der mit dem Fluoreszenzstoff beschickten Zelle einstellen, die den beobachteten starken lichtelektrischen Effekt liefert.

Versuche zum Nachweis des Zusammenhanges der lichtelektrischen Empfindlichkeit phosphoreszierender Stoffe mit der durch Ultrarotlicht bewirkten Auslöschung der Phosphoreszenz

Die bekannte Erscheinung, wonach es möglich ist, erregte Phosphore durch Ultrarotbestrahlung zu löschen, d. h. eine plötzliche Ausstrahlung der aufgespeicherten Lichtenergie zu bewirken, ließ auf Grund der oben beschriebenen Versuche vermuten, daß sich dieser Auslöschungsprozeß ebenfalls lichtelektrisch nachweisen lassen müsse. Dies war in der Tat auf folgende Weise möglich. Belichtet man einen lumineszierenden Stoff in der nach Fig. 1 gebauten Zelle intermittierend mit Ultrarotlicht und bestrahlt man den Stoff gleichzeitig kontinuierlich mit monochromatischem Licht, so zeigt derselbe einen starken von der Wellenlänge des zugestrahlten kontinuierlichen Lichtes abhängigen lichtelektrischen Effekt. Dieser wird dabei von dem intermittierend eingestrahlten Ultrarotlicht erzeugt, da der an die Zelle angeschlossene Verstärker nur die an der Zelle auftretende intermittierende Spannung, nicht aber die Gleichspannung anzeigen kann, die das kontinuierlich eingestrahlte Licht hervorruft.

Für die Durchführung dieser Versuche wurde die in Fig. 2 skizzierte Anordnung folgendermaßen abgeändert: Die hinter dem Austrittsspalt *Sa* des Monochromators befindliche Lochscheibe *L* wurde entfernt und in den Strahlengang einer 300-Watt-Glühlampe eingebaut, deren Licht über einen Hohlspiegel so auf die Zelle *Z* gerichtet wurde, daß diese vollständig ausgeleuchtet war. Durch ein vor die Lampe gesetztes Agfa-Filter 85 wurde der sichtbare Anteil der Strahlung absorbiert, so daß nur die Ultrarotstrahlung die Zelle traf. Letztere wurde also gleichzeitig von einer intermittierenden Ultrarotstrahlung und von der über den Monochromator zugestrahlten kontinuierlichen Strahlung veränderlicher Wellenlänge beleuchtet.

Tabelle III

Nr.	Bezeichnung des Stoffes	Lage der Maxima des lichtelektrischen Effektes in $m\mu$	Relative Intensität des lichtelektrischen Effektes
7.	S.F. 173	390 (359)	4.5
8.	S.F. 132	330	5.8
12.	*Flu* 20	354 (329)	1.13
13.	*Flu* 30	355	2.8
14.	*Flu* 40	377 (355)	23.2
15.	*Flu* 50	386 (353)	14.3
16.	*Flu* 60	377 (355)	3.52

Bei den in der Tabelle III aufgeführten Stoffen wurde die gesuchte Erscheinung deutlich festgestellt. In Spalte 3 ist die spektrale Lage der Maxima des lichtelektrischen Effektes — die Lage des kleineren Maximums ist wieder eingeklammert — angegeben und in Spalte 4 ist die Intensität des Hauptmaximums bezogen auf Selen mit 100 angeführt. Die spektrale Verteilung der Erscheinung in Abhängigkeit von der Wellenlänge des kontinuierlich eingestrahlten Lichtes ist für die in Tabelle III genannten Stoffe in den Kurven der Fig. 4 dargestellt. Diese Kurven sind wieder auf energiegleiches Spektrum des kontinuierlich eingestrahlten Lichtes und auf gleiche Höhe des Hauptmaximums umgerechnet. Ein Vergleich mit Fig. 3 zeigt, daß die Maxima im großen und ganzen an den gleichen Stellen des Spektrums liegen, abgesehen von geringfügigen Verschiebungen, die aber vielleicht noch in Ungenauigkeiten der Versuchsapparatur begründet sind. Auffällig ist aber, daß sich im allgemeinen das Intensitätsverhältnis der bei einem Stoff auftretenden beiden lichtelektrischen Maxima ändert bzw. sogar umkehrt (*Flu* 40). Hierfür ließ sich zur Zeit eine einwandfreie Erklärung noch nicht geben. Es treten überhaupt noch eine Reihe interessanter Nebenerscheinungen auf, doch ist es im Augenblick noch verfrüht, näher darauf einzugehen, bevor nicht weitere Versuche dazu angestellt wurden. Dies war bisher leider noch nicht möglich, da die Untersuchungen aus äußeren Gründen zunächst abgebrochen werden mußten.

Immerhin haben die Versuche gezeigt, daß sich die auslöschende Wirkung einer Ultrarotbelichtung auf einen erregten Leuchtstoff auch lichtelektrisch an kleinsten Stoffmengen nachweisen läßt. Soweit uns bekannt, wurde bisher

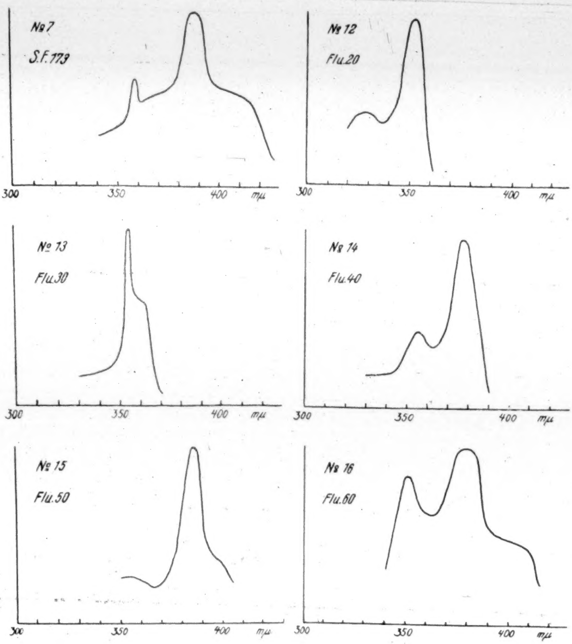

Fig. 4.

nur in Arbeiten von Gudden und Pohl[1]) bei Bestrahlung eines erregten Phosphors mit Ultrarot eine Erhöhung der lichtelektrischen Leitfähigkeit gegenüber der Dunkelleitfähigkeit gefunden.

Zusammenfassung

Mit einer bereits früher angegebenen Versuchsanordnung zur lichtelektrischen Untersuchung kleinster Proben von Halbleitern wurde eine größere Zahl von im Handel befindlichen Leuchtstoffen untersucht. Es wurde gefunden, daß diese Stoffe, die nicht oder nur kurzzeitig nachleuchten, einen deutlichen lichtelektrischen Effekt zeigen, dessen Maxima bei den Wellenlängen des eingestrahlten erregenden Lichtes liegen, bei denen ein Lumineszenzleuchten auftritt. Es wird versucht eine Erklärung dieses Vorganges zu geben, der für die Technik der Untersuchung von Leuchtstoffen in kleinsten Proben nicht ohne Bedeutung sein dürfte. Des weiteren wurde gezeigt, daß sich auch die Auslöschung der Fluoreszenz bzw. Phosphoreszenz durch Ultrarotbestrahlung lichtelektrisch nachweisen läßt.

Die vorliegenden Versuche wurden in den Jahren 1937—39 am Physikalischen Institut der Universität Breslau durchgeführt. Herrn Prof. Dr. Cl. Schaefer sind wir für die Überlassung der Mittel seines Instituts zu großem Dank verpflichtet. Die für die Verstärkeranlage notwendigen Hochspannungsbatterien wurden uns in dankenswerter Weise von der Helmholtz-Gesellschaft zur Verfügung gestellt.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Mai 1940.

(Eingegangen 5. Juni 1940)

1) B. Gudden und R. Pohl, Zeitschr. f. Phys. **3**, 98, 1920.

Verlustwinkelmessungen bei Hochfrequenz

Von Werner Holzmüller

1. Einleitung

Die meisten Isolierstoffe zeigen im elektrischen Wechselfeld eine Erwärmung, hervorgerufen durch Absorption elektrischer Energie und begleitet von einer Phasenverschiebung $(90^\circ - \vartheta)$ zwischen Strom und Spannung, wobei ϑ der Verlustwinkel ist. Zur Messung dieser für die Untersuchung der molaren Konstitution des Dielektrikums und für die technische Anwendung desselben gleichwichtigen Erscheinung sind eine Anzahl Verfahren gebräuchlich. Bei Hochfrequenz eignet sich für kleinste Verlustwinkel, bei ziemlich kleinem Meßumfang und gewissen apparativen Schwierigkeiten das von Harms[1]), Malsch[2]) und der Debyeschen Schule[3]) verwendete Thermometerverfahren, für sehr hohe Frequenzen eignen sich Messungen an Lechersystemen[4]), gute Ergebnisse wurden weiterhin erzielt mit Barettermethoden[5]), durch Bestimmung der Resonanzkurve im hochfrequenten Schwingungskreis und schließlich durch Verwendung verschiedenartiger Brückenschaltungen.

Fehler bei der Anwendung von Brücken treten auf bei ungenügender Abschirmung derselben und bei nicht genügend genauer Eichung und Festlegung der Abgleichwiderstände bei Hochfrequenz. Weiterhin beobachtet man häufig eine unerwünschte Kopplung der Hochfrequenz auf den Indikatorkreis, der in vielen Fällen ein mehrstufiger Verstärker sein wird[6]).

Es bestand nun die Aufgabe, die Temperaturabhängigkeit des Verlustwinkels einer Anzahl hochpolymerer, organischer Festkörper zu bestimmen und die Anwendbarkeit der Debyeschen Vorstellungen auf Festkörper zu prüfen. Die von uns für diese Messungen verwendete Hochfrequenzmeßbrücke soll im folgenden beschrieben werden.

2. Schaltschema

Zur Erzeugung der Hochfrequenz dient ein einstufiger Röhrengenerator mit zwei RS 282 (Telefunken) in Gegentaktschaltung (Fig. 1). Durch Einbau von Drosseln und Kondensatoren in die Spannungszuleitungen wird das in Gegentaktschaltungen an und für sich schon reduzierte Auftreten hochfrequenter Ströme in diesen Zuleitungen noch mehr unterdrückt. Zur Beseitigung etwa vorhandener Oberschwingungen (dritte und höhere harmonische) und zur Variation der Meßspannung durch Veränderung der induktiven Ankopplung wird der Meßkreis über einen verlustarmen Zwischenkreis mit dem Sender gekoppelt. Hinreichende Konstanz von Senderleistung und Frequenz werden einesteils durch stabilen Aufbau der Gesamtapparatur, durch Verwendung von starren Spulen aus Calit mit eingebrannter Wicklung[1]) und durch Stabilisation von Heiz- und Anodenspannung gewährleistet. Letzteres geschieht durch Gleichstromheizung mit kräftigen Akkumulatoren in Pufferschaltung und durch automatische Regelung der Erregung für die Anodenspannungsmaschine durch einen besonderen Röhrenregler.

Da bei den Messungen nur Spannungsverhältnisse, nicht Absolutbeträge zu bestimmen sind, erwies sich die verwendete Brückenanordnung weniger empfindlich gegenüber Spannungsschwankungen als die von mir früher verwendete Thermometermethode[2]).

Die Spule S, der Drehkondensator C_3 und die Reihenschaltung aus Meßkondensator C_m und Vergleichskondensator C_v stellen einen Schwingungskreis dar. Die Abstimmung dieses Kreises erfolgt durch C_3, Resonanz im Meßkreis wie auch im Zwischenkreis wird mit den Röhrenvoltmetern V_1 und V_2 nachgewiesen. Die Verbindung der Spulenmitte von S mit dem Gehäuse (Meßkondensator und Vergleichskondensator sind einseitig geerdet) stellt die Diagonale einer Brücke dar, deren vier Zweige von den beiden Spulenhälften, dem Vergleichs- und dem Meßkondensator gebildet werden[3]).

Da diese Brückenanordnung bis zu Frequenzen von 10^7 Hz verwendet werden soll, ist die Vermeidung von Ohmschen Widerständen ein ganz besonderer Vorteil. Es erlaubt diese

1) E. Harms, Ann. d. Phys. **5**, 564, 1901.
2) J. Malsch, Physik. Zeitschr. **33**, 19, 1932.
3) G. Martin, Physik. Zeitschr. **37**, 665, 1936; W. Holzmüller, Physik. Zeitschr. **38**, 574, 1937; E. Fischer und E. C. Frank, Physik. Zeitschr. **40**, 345, 1939. Siehe auch Chr. Schmelzer, Physik. Zeitschr. **37**, 162, 1936 und Ann. Physik **28**, 35, 1937.
4) P. Drude, Wiedemanns Ann. **60**, 1, 1897, und **61**, 466, 1897.
5) M. Wien, Physik. Zeitschr. **31**, 793, 1930.
6) F. H. Müller, Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften, Bd. XVII, S. 164–228, Berlin 1938; dort auch zahlreiche weitere Literaturangaben.

1) Herstellung dieser Spulen erfolgte bei der Hermsdorf-Schomburger Isolatorengesellschaft.
2) W. Holzmüller, l. c.
3) In der von uns entwickelten Apparatur besitzt die Spule S eine Induktivität von 80 μH, C_3 ist ein Senderdrehkondensator von 500 pF, C_v läßt sich durch Parallelschalten von Normalkondensatoren und einem Drehkondensator bis zu 210 pF fein verändern. Für die Röhrenvoltmeter V_1 und V_2 verwenden wir die bis zu den kürzesten Wellen geeigneten Dioden SA 1, für V_3 hat sich bei der gewählten Meßfrequenz von 10^6 Hz die Telefunkenröhre AF 7 gut bewährt. Als Nullinstrument G dient ein Zeigergalvanometer mit einer Empfindlichkeit von $3 \cdot 10^{-7}$ Amp/Skt.

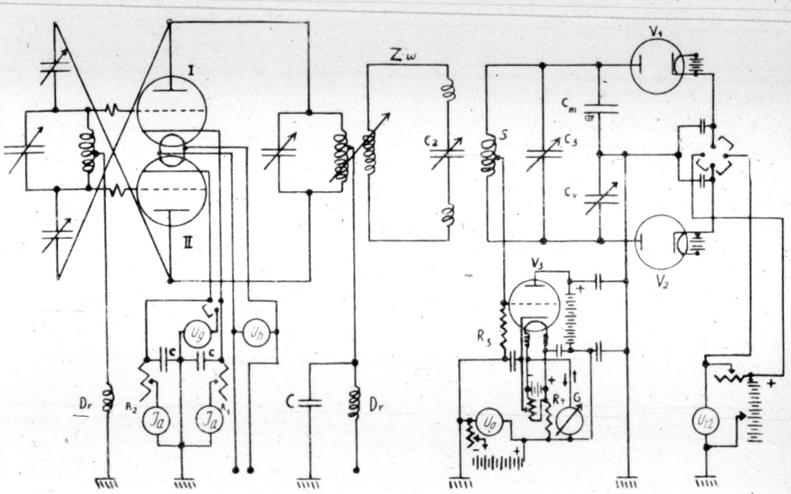

Fig. 1. Sender- und Meßkreisschaltung

Anordnung natürlich nur einen teilweisen Abgleich der Brücke. Die durch den mit Verlusten behafteten Kondensator hervorgerufene Phasenverschiebung wird in unserer Schaltung nicht abgeglichen, sondern die an der Diagonale auftretende Restspannung wird durch ein gleichzeitig als Brückenindikator dienendes einstufiges Röhrenvoltmeter V_3 gemessen. Die Vermeidung der komplexen Abgleichung (Abgleichung der Blind- und Wirkkomponente der Wechselspannung an der Diagonale) bedeutet nicht nur eine wesentliche Vereinfachung der Schaltung, sondern in höherem Maße eine Erleichterung der Bedienung und eine erhebliche Abkürzung der Meßdauer. Zur Berechnung des Verlustwinkels ist neben der Kenntnis der Restspannung an der Brückendiagonale die Spannung am Vergleichskondensator C_v bzw. Meßkondensator C_m zu messen. Das geschieht durch die beiden einfachen Röhrenvoltmeter V_1 und V_2.

Die Kathoden dieser beiden Dioden werden um die zu messende Spannung positiv vorgespannt. Fließt durch diese Röhren ein merklicher Anodenstrom, dann entsteht eine zusätzliche Dämpfung des Meßkreises und damit eine Fälschung des Ergebnisses[1]). Um diese Dämpfung zu vermeiden, wird der Anodenstrom verschwindend klein gehalten. Dieser fließt über den großen (500000 Ω) Widerstand R_3 zur Erde ab, verschiebt deshalb die Gittervorspannung und damit den Anodenstrom des Röhrenvoltmeters V_3. Das Galvanometer G dient auch für die Röhrenvoltmeter V_1 und V_2 als Nullinstrument. Um eine Beeinflussung der Röhrenvoltmeter untereinander auszuschließen, muß bei der Bestimmung der Spannung an der Brückendiagonale durch V_3 die Kathode von V_1 und von V_2 positiv so hoch vorgespannt sein, daß durch diese Röhren kein Strom fließt.

Das Röhrenvoltmeter V_3 arbeitet im unteren Krümmungsgebiet der Kennlinie. Die Gitterleitung ist getrennt und kapazitätsarm herausgeführt, die Meßspannung liegt an dem Widerstand R_3. Zur Steigerung der Empfindlichkeit wird mit Anodenstromkompensation gearbeitet und ein hochempfindliches Zeigergalvanometer als Nullinstrument verwendet. Die kleinste Wechselspannung, die mit V_3 meßbar ist, beträgt 0,05 Volt und entspricht etwa einem Verlustwinkel $\vartheta = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$. Es kann jedoch, wie noch gezeigt wird, die Empfindlichkeit wesentlich gesteigert werden. Das Röhrenvoltmeter V_3 wurde mit niederfrequentem Wechselstrom wiederholt geeicht. Da die Gitterzuleitung kapazitätsarm und kurz ist, der Widerstand R_3 sehr groß und alle anderen Schaltelemente des Röhrenvoltmeters nur von Gleichstrom durchflossen werden, behält diese Eichung auch bei Hochfrequenz ihre Gültigkeit. Bei den Röhrenvoltmetern V_1 und V_2 sind bis 10^7 Hz Korrekturen wegen Spannungsverlust in den Zuleitungen und durch

1) Fischer, l. c.

die Röhrenkapazität, Einflüsse der Elektronenlaufzeit, Skineffekt usw. zu vernachlässigen.

3. Wirkungsweise der Brücke

Ist der Meßkreis eingeschaltet, dann tritt an der Spule S (Fig. 2) und an der aus Meß- und Vergleichskondensator gebildeten Reihenschaltung die Spannung U auf ($U = U_0 e^{j\omega t}$). Es wird nun wegen des Kirchhoffschen Gesetzes durch Meß- und Vergleichskondensator ein nach Phase und Betrag gleicher Strom J fließen. Dabei ist zu beachten, daß sowohl Vergleichs- als auch Meßkondensator um den durch die Zuleitungskapazität gegen Gehäuse und Abschirmung sich ergebenden Betrag vergrößert

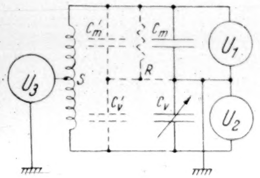

Fig. 2.
Schema des Meßkreises

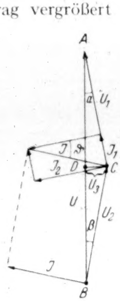

Fig. 2b.
Meßprinzip

sind. Diese Zuleitungskapazitäten wurden, wie unten beschrieben wird, mit Sorgfalt bestimmt und bei den Rechnungen berücksichtigt. Der Strom J ruft an den Kapazitäten die Spannungsabfälle U_1 und U_2 hervor, deren Vektorsumme mit U übereinstimmt. U_1 und U_2 sind wegen der dielektrischen Verluste nicht in Phase.

Denken wir uns die Verlustwinkelkapazität durch einen verlustfreien Kondensator und einen parallelgeschalteten Widerstand R ersetzt, so wird der Blindstrom J_2 der Spannung U_1 um 90° vorauseilen, der Wirkstrom J_1 jedoch mit U_1 in Phase sein (Fig. 2b). Wir finden

$$\operatorname{tg} \vartheta_1 = \frac{J_1}{J_2}\,. \qquad (1)$$

Die Vektorsumme J_1 und J_2 ist jedoch gleich J. Der Strom J eilt der an dem verlustfreien Vergleichskondensator liegenden Spannung U_2 um 90° voraus. Wie Fig. 2b zeigt, ist der stumpfe Winkel des aus U_1, U_2 und U gebildeten Dreiecks ABC gleich $180° - \vartheta_1$, demnach ist die Summe der beiden spitzen Winkel

$$\alpha + \beta = \vartheta_1\,. \qquad (2)$$

Weiterhin finden wir

$$\sin\alpha = \frac{U_3}{U_1} \quad \text{und} \quad \sin\beta = \frac{U_3}{U_2} \qquad (3)$$

(U_3 ist die Spannung an der Brückendiagonale).

Eine Voraussetzung für die Gültigkeit der letzten Gleichungen ist die Orthogonalität zwischen U und U_3. Das ist bis auf einen sehr kleinen Fehler der Fall, wenn das Verhältnis der Spannungen U_1 und U_2 mit dem Verhältnis der an den beiden Spulenhälften abfallenden Spannungen übereinstimmt. U_3 steht nahezu auf U senkrecht, wenn Vergleichskondensator C_v so gewählt wird, daß U_3 einen minimalen Betrag annimmt. U_3 wird einen kleinsten Wert besitzen, wenn die Verbindungslinie CD (Fig. 2b) durch den Mittelpunkt des durch A, B und C gezeichneten Kreises geht (AD und BD stellen die Spannungen an den beiden Spulenhälften dar). Sind die beiden Spulenhälften elektrisch hinreichend gleich, dann wird CD bei Einstellung einer minimalen Spannung U_3 auf AB senkrecht stehen. In unserem Fall ist die Abweichung unmeßbar klein.

Es ergibt sich demnach folgende Meßvorschrift: Zunächst wird Zwischenkreis und Meßkreis mit Hilfe der Drehkondensatoren C_2 und C_3 auf Resonanz eingestellt. Will man mit einer niedrigeren Meßspannung als etwa 300–500 Volt arbeiten, dann wird man diese Resonanzeinstellung entsprechend verändern. Der Drehkondensator C_3 ist für den eigentlichen Meßvorgang bedeutungslos, deshalb wurde dieser in Fig. 2 nicht mit eingezeichnet. Dann wird der Vergleichskondensator C_v verändert, bis das Röhrenvoltmeter V_3 einen minimalen Betrag anzeigt. Diese Einstellung wird zunächst mit unempfindlichem Nullinstrument G durchgeführt, dann wird dessen Empfindlichkeit gesteigert, indem ein parallelgeschalteter Widerstand vergrößert wird, die Einstellung von C_v verbessert und die Gittervorspannung so gewählt, daß G stromlos wird. Eine Veränderung der Vergleichskapazität C_v um 0,02 pF wird mit Leichtigkeit nachgewiesen. Anschließend erniedrigt man die an den beiden Kathoden der Röhrenvoltmeter V_1 und V_2 liegende positive Spannung, bis das Nullinstrument G erneut (wegen des nun durch R_3 abfließenden, sehr kleinen Anodenstromes) anspricht. Innerhalb weniger Sekunden werden auf diese Weise die Spannungen U_1, U_2, U_3 und die Kapazität C_v bestimmt.

Die schnelle Messung und gute Wärmeableitung, die sich durch die einseitige Erdung des Meßkondensators verwirklichen läßt, vermindern eine Erwärmung des Dielektrikums während der Messung. Um eine doch auftretende

Temperaturerhöhung zu berücksichtigen, ist die geerdete Platte des Kondensators mit einem Thermoelement versehen.

Auswertung der Ergebnisse

Bei der Auswertung der Versuche ist der Einfluß der unvermeidlichen Erdkapazitäten C'_v und C'_m, die zu C_v und C_m (Fig. 2) parallelgeschaltet sind, zu berücksichtigen. (Es ist denkbar, diesen Einfluß von vornherein durch Erdung der Spulenmitte, Isolierung und Abschirmung der beiden Kondensatorplatten zu vermindern. Bei genauen Messungen muß jedoch auch dann der Einfluß des zwischen diesen Kondensatorplatten und Erde bestehenden kapazitiven Blindstromes berücksichtigt werden, ganz abgesehen von anderen Nachteilen beim Aufbau dieser Anordnung.)

Der Meßkondensator wird mit Luft als Dielektrikum auf genau bekannten Plattenabstand eingestellt und eine Anzahl Messungen der Spannungen U_1 und U_2 bei verschiedenen Werten des Vergleichskondensators durchgeführt. Wir erhalten eine Anzahl Gleichungen:

$$\frac{C'_m + C_m}{C'_v + C_{vi}} = \frac{U_{2i}}{U_{1i}}, \tag{4}$$

worin U_{1i} und U_{2i} die Spannungen an Meß- und Vergleichskondensator und C_{vi} bekannte Kapazitätswerte sind. Bei Berücksichtigung des Randeinflusses nach Kirchhoff wird nun C_m nach der bekannten Formel für Plattenkondensatoren bestimmt und C'_m und C'_v aus Gleichung (4) errechnet. Für unsere Apparatur ergeben sich: $C'_m = 49{,}6$ pF und $C'_v = 35{,}8$ pF.

Denken wir uns unsere Verlustkapazität durch einen verlustfreien Kondensator C_m und einen parallelgeschalteten Widerstand R ersetzt, dann gilt zunächst:

$$\operatorname{tg}\vartheta_1 = \frac{1}{\omega\cdot(C_m + C'_m)\cdot R}. \tag{5a}$$

Wir suchen jedoch

$$\operatorname{tg}\vartheta = \frac{1}{\omega\cdot C_m\cdot R}. \tag{5b}$$

Aus Gleichung (5a) und (5b) ergibt sich

$$\operatorname{tg}\vartheta = \frac{(C_m + C'_m)\cdot \operatorname{tg}\vartheta_1}{C_m}. \tag{6}$$

Wir haben nun aus C_v, C'_v, C'_m und $\operatorname{tg}\vartheta_1$ [aus Gleichung (2) und (3)] die Kapazität C_m zu berechnen. Wegen der Gleichheit des Stromes durch Meß- und Vergleichskondensator gilt:

$$\left.\begin{aligned} J &= U_2\cdot\omega\cdot(C_v + C'_v) \\ &= U_1\sqrt{\omega^2\cdot(C_m + C'_m)^2 + \left(\frac{1}{R}\right)^2}. \end{aligned}\right\} \tag{7}$$

Daraus folgt

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{\omega\cdot(C_v + C'_v)\cdot R}{\sqrt{[\omega\cdot(C_m + C'_m)\cdot R]^2 + 1}}. \tag{8}$$

Nach Einsetzen von Gleichung (5) erhält man

$$C_m = \frac{U_2(C_v + C'_v)}{U_1\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\vartheta_1}} - C'_m \tag{9}$$

und kann ohne Mühe $\operatorname{tg}\vartheta$ nach Gleichung (6) berechnen[1]).

Verstehen wir unter ε' das Verhältnis der Kapazität C_m unseres Kondensators zu einem gleichen Kondensator mit Luft als Dielektrikum, so finden wir:

$$\varepsilon' = \frac{18}{5}\cdot\frac{C_m\cdot d}{r^2}, \tag{10}$$

wobei r der Radius und d die Dicke der Proben ist. (Der Faktor $\frac{18}{5}$ kommt durch die Messung von C_m in pF zustande.)

Steigerung der Empfindlichkeit

Der kleinste meßbare Verlustwinkel ist durch die untere Meßgrenze des Röhrenvoltmeters V_3 für die Diagonalspannung der Brücke festgelegt.

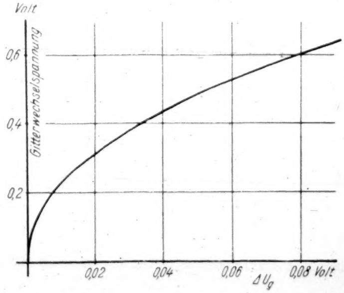

Fig. 3. Zusammenhang zwischen Gitterwechselspannung und Änderung der Gittervorspannung.

Da im unteren Krümmungsgebiet der Kennlinie gearbeitet wird, muß diese Spannung größer als 0,05 Volt sein. In Fig. 3 ist der Zusammenhang zwischen Gitterwechselspannung und Verschiebung der Gittervorspannung ΔU_g bei gleichem

---

1) Anmerkung: Da $\operatorname{tg}\vartheta_1$ im allgemeinen $< 0{,}1$, gilt mit ausreichender Genauigkeit

$$C_m + C'_m = \frac{U_2}{U_1}\cdot(C_v + C'_v) \tag{9a}$$

U_2/U_1 ist bei allen Messungen konstant nahezu gleich 1.

Anodenstrom dargestellt. Wegen des Gleichrichtereffektes wird mit steigender Wechselspannung die Empfindlichkeit der Messung immer größer. Man erkennt, daß z. B. eine Veränderung der Hochfrequenzspannung von 0,26 auf 0,21 Volt bequem meßbar ist. Schalten wir nun parallel zum Meßkondensator einen hochohmigen Widerstand R_1, dessen Größe nicht bekannt zu sein braucht, so messen wir zunächst mit Luft als Dielektrikum

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{1}{\omega \cdot (C_m + C'_m) \cdot R_1}, \tag{11}$$

dabei ist γ der durch diesen Widerstand bedingte Verlustwinkel. Wir werden R_1 so groß wählen, daß bei dieser Messung die Spannung V_3 etwa 0,20 Volt beträgt bei $V_1 = 400$ Volt. Bringen wir einen mit Verlust behafteten Isolator zwischen die Platten des Kondensators, dann findet sich

$$\left.\begin{aligned} \operatorname{tg}\bar{\vartheta}_1 &= \frac{R + R_1}{\omega \cdot (C_m + C'_m) \cdot R \cdot R_1} \\ &= \frac{1}{\omega \cdot (C_m + C'_m) \cdot R_1} + \frac{1}{\omega \cdot (C_m + C'_m) \cdot R} \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

Durch Vergleich mit Gleichung (11) und Gleichung (5a) folgt sofort

$$\operatorname{tg}\bar{\vartheta}_1 = \operatorname{tg}\gamma + \operatorname{tg}\vartheta_1 .$$

Da $\bar{\vartheta}_1$, γ und ϑ_1 klein sind, gilt mit hinreichender Genauigkeit:

$$\bar{\vartheta}_1 = \gamma + \vartheta_1 .$$

Es ergibt sich dann bei jeder Messung $\bar{\vartheta}_1$ nach Gleichung (3). Davon subtrahieren wir γ und berechnen ϑ aus ϑ_1 nach Gleichung (6) und Gleichung (9).

Diese Maßnahme steigert die Meßgenauigkeit auf etwa $\operatorname{tg}\vartheta = 0{,}5 \cdot 10^{-4}$ [1]).

Zusammenfassung

Zur Bestimmung der dielektrischen Verluste bei Hochfrequenz wird eine neue Meßbrücke beschrieben. Durch übersichtliche Anordnung, einfaches Meßverfahren und Vermeidung von Ohmschen Widerständen werden viele Fehlerquellen vermieden. Der nur teilweise Abgleich der Brücke ergibt eine Vereinfachung der Bedienung, eine schnelle Durchführung der Messungen und eine gute Reproduzierbarkeit. Die Verwendung von Röhrenvoltmetern, die zu den besten Meßinstrumenten für Hochfrequenz gehören, gestattet die Bestimmung und Berücksichtigung aller Streukapazitäten und der durch den Aufbau bedingten sehr kleinen Nullverluste. Es ergibt sich somit eine Meßgenauigkeit dieser Anordnungen für tg ϑ, die bei sorgfältigem Aufbau größer als $1 \cdot 10^{-4}$ ist. In Kürze werden eine Anzahl Messungen, die mit dieser Apparatur durchgeführt wurden, in Zusammenhang mit molarer Konstitution hochpolymerer organischer Verbindungen veröffentlicht.

Für das große Interesse und die stetige Unterstützung beim Aufbau der Apparatur und der Durchführung der Messungen danke ich besonders Herrn Professor Dr. E. Jenckel.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie.

(Eingegangen 20. Juni 1940)

1) Man wird die Korrekturgröße γ für einige Kapazitätswerte messen. Durch die Einführung von γ verschwindet der Einfluß etwa vorhandener kleinster dielektrischer Verluste im Vergleichskondensator, ebenso wie der Einfluß kleiner Abweichungen des Ohmschen Widerstandes der beiden Spulenhälften S_1 und S_2.

Die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Konzentration in einem dipol-dipollosen Flüssigkeitsgemisch

Von K. Sacher

Um einen experimentellen Beitrag zur Kenntnis des flüssigen Zustandes zu liefern, haben K. L. Wolf und Mitarbeiter[1]) binäre Flüssigkeitsgemische untersucht. Mischt man eine Dipolflüssigkeit (Äthylalkohol) mit einer dipollosen (CCl_4), so zeigen die Orientierungspolarisation, die Mischungswärme und die Raumbeanspruchung im Gebiet der durch den Molenbruch ausgedrückten Konzentration $c = 0{,}04$ der Dipolkomponente ein zunächst unerwartetes Verhalten, das für die Orientierungspolarisation näher angegeben sei. Bei $c = 0{,}04$ weist die *OP* ein Minimum auf, erreicht bei $c = 0{,}35$ ein Maximum und fällt dann fast monoton auf den Wert der *OP* in reinem Alkohol. Dieses Verhalten wird durch die Moleküle der Dipolflüssigkeit bewirkt, die sich auf Grund der elektrischen Dipole je nach der Konzentration zu größeren Komplexen zusammenlagern. Bei der Konzentration $c = 0{,}04$ sind vorwiegend Doppelmoleküle vorhanden, die so zusammengelagert sind, daß nur ein Quadrupolmoment entsteht. Deshalb erreicht die *OP* bei dieser Konzentration ein Minimum.

1) K. L. Wolf, H. Frahm und H. Harms, Zeitschrift f. phys. Chem. (B) **36**, 237, 1937.

Es ist zu vermuten, daß bei dipol-dipollosen Flüssigkeitsgemischen in der Nähe von $c = 0{,}04$ auch andere physikalische Größen eine Unregelmäßigkeit aufweisen. Deshalb wurde die Schallgeschwindigkeit in dem Gemisch C_2H_5OH-CCl_4 in Abhängigkeit von der Konzentration gemessen. Die in Fig. 1 dargestellte Abhängigkeit von der Konzentration zeigt, daß bei $c = 0{,}05$ ein flaches, aber einwandfrei erkennbares Minimum der Schallgeschwindigkeit auftritt und daß die Schallgeschwindigkeit an dieser Stelle unter die des reinen CCl_4 sinkt.

Die adiabatische Kompressibilität β_{ad}, die ebenfalls in Fig. 1 dargestellt ist, weist im Gebiet bei $c = 0{,}05$ eine deutliche Änderung auf und zeigt, daß die Abnahme der Schallgeschwindigkeit nicht nur durch ein Abweichen der Dichte von der linearen Mischungsregel nach der Seite größerer Werte hin verursacht wird, sondern auch durch eine stärkere Zunahme der Kompressibilität als der linearen Mischungsregel entspricht.

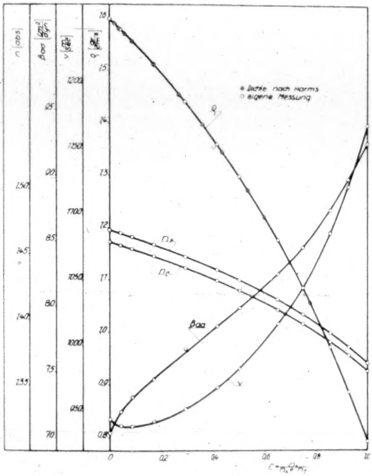

Fig. 1. Schallgeschwindigkeit und Kompressibilität von C_2H_5OH in CCl_4 bei 18° C.

Die Messung der Schallgeschwindigkeit wurde mit Hilfe von Ultraschall ausgeführt nach der Methode der sekundären Interferenzen, die von Ch. Bachem[1]) zuerst angewendet worden ist. In einer Küvette werden von dem Quarz bei geeigneter Aufstellung eines Reflektors stehende Schallwellen erzeugt. In den Schwingungsbäuchen der stehenden Wellen treten Maxima und Minima der Dichte und damit des Brechungsindex auf. Die Maxima kann man mit Hilfe einer der Toeplerschen Schlierenmethode verwandten Anordnung sichtbar machen und so die stehenden Schallwellen abbilden. Im Mikroskop sieht man bei geeigneter Einstellung ein Streifensystem. Die hellen Streifen entsprechen den Schwingungsbäuchen der stehenden Schallwelle, und man kann aus dem Streifenabstand die Schallwellenlänge λ entnehmen und bei bekannter Ultraschallfrequenz ν die Schallgeschwindigkeit nach der Beziehung $v = \nu\lambda$ berechnen.

Die für die Erregung des Quarzes verwendete Hochfrequenzapparatur besteht aus einem quarzgesteuerten Sender und einem Verstärker. Der Sender ist unter Anwendung einer *AL* 4 als Dreipunktschaltung ausgebildet und gibt eine Frequenz von 5000 kHz, auf die der Ultraschallquarz abgestimmt ist. Der Verstärker enthält eine *TC* 1/75 und ist in der üblichen Weise geschaltet.

1) H. Falkenhagen und Ch. Bachem, Nature **135**, 830, 1935; Zeitschr. f. Elektrochem. **41**, 570, 1935; Ch. Bachem, Diss. Köln 1936, auszugsweise veröffentlicht in Zeitschr. f. Phys. **101**, 541, 1936.

Tabelle I

	c	ϱ (g/cm³)	v (m/s)	$\beta_{ad}\,10^{12}$ (cm²/dyn)	n_F	n_C
1	0·00000	1·5985	943·3	70·31	1·4681	1·4587
2	0·04104	1·5776	938·7	71·92	1·4656	1·4561
3	0·08392	1·5554	938·3	78·03	1·4628	1·4535
4	0·16532	1·5115	942·0	74·39	1·4572	1·4480
5	0·28630	1·4408	951·1	76·73	1·4479	1·4392
6	0·41058	1·3600	967·8	78·44	1·4379	1·4295
7	0·49696	1·2979	982·1	79·88	1·4300	1·4220
8	0·64735	1·1758	1015·6	82·46	1·4150	1·4072
9	0·74547	1·0860	1043·9	84·49	1·4038	1·3965
10	0·85412	0·97196	1085·8	87·34	1·3894	1·3825
11	0·92642	0·88646	1121·5	89·69	1·3785	1·3721
12	1·00000	0·79175	1168·7	92·47	1·3665	1·3604

Dabei bedeuten $c = n_A/(n_A + n_T)$ den Molenbruch, n_A die Anzahl der Mol Alkohol und n_T die Anzahl der Mol Tetrachlorkohlenstoff, die in der Mischung vorhanden sind; v stellt die Schallgeschwindigkeit dar, wie sie sich als Mittel der drei Messungen ergibt, β_{ad} bedeutet die adiabatische Kompressibilität.

Die Messungen wurden bei 18° C ausgeführt und in der vorstehenden Tabelle sind die Werte für ϱ, v und β_{ad} in Abhängigkeit von der Konzentration angegeben. Die absolute Genauigkeit der Schallgeschwindigkeitsmessungen dieser Arbeit liegt bei 1,4 Promille, die relative bei 0,3 Promille. Zur Berechnung der adiabatischen Kompressibilität wurde die Dichte der Mischung bei 18° C bestimmt und β_{ad} errechnet. Die Werte der adiabatischen Kompressibilität sind mit einem absoluten Fehler von 2,9 Promille behaftet, während der relative 0,7 Promille beträgt. Die Substanzen wurden pro analysi bezogen und noch in der üblichen Weise gereinigt und destilliert.

Die Schallgeschwindigkeit steht zweifellos mit der Struktur von Flüssigkeiten in Zusammenhang. Es sind Schallgeschwindigkeitsmessungen an weiteren Flüssigkeitsgemischen und auch an Hochpolymeren geplant[1], um zu sehen, inwieweit sich der hervorgehobene Zusammenhang mit der Struktur nachweisen läßt. Kompressibilitätsmessungen von Bachem beispielsweise an starken Elektrolyten konnten kürzlich vermöge der Theorie von La Mer, Gronwall und Sandved[2]) von Lantzsch[3]) gedeutet werden.

Die Messung der Schallabsorption ist ebenfalls mit Hilfe von Ultraschall verhältnismäßig genau durchführbar, und es ist beabsichtigt, die Schallabsorption auch bei dipol-dipollosen Flüssigkeitsgemischen in Abhängigkeit von der Konzentration zu messen. Messungen von Bazulin[4]), Grobe[5]) und Lucas[6]) an Gemischen, die aus zwei dipollosen Flüssigkeiten bestehen, zeigen erhebliche Änderungen mit der Konzentration.

Herrn Prof. Dr. H. Falkenhagen bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. Fink danke ich für die Ausführung der Reinigung der Substanzen. Dem Techniker des Instituts Herrn Döbeling für wertvolle technische Beratung.

Die Ausführung der Versuche wurde ermöglicht durch Apparate, die aus Mitteln der Helmholtz-Gesellschaft beschafft worden waren und mir für diese Arbeit zur Verfügung gestellt wurden.

1) Eine Anregung von Herrn Prof. Dr. H. Falkenhagen.
2) Näheres siehe H. Falkenhagen, Elektrolytmonographie. Verlag S. Hirzel, 1932; englische und französische überarbeitete Ausgaben 1934.
3) A. Lantzsch, Diss. Dresden 1939; vgl. die demnächst in dieser Zeitschrift erscheinende Arbeit von H. Falkenhagen und A. Lantzsch.
4) P. Bazulin, CR. (Moskau), N. S. 3, S. 285 bis 288, 1936.
5) H. Grobe, Physik. Zeitschr. **39**, 333, 1938.
6) R. Lucas, CR. (Paris) **203**, 459, 1936.

Dresden, Institut für theoretische Physik an der Technischen Hochschule, 15. Juli 1940.

(Eingegangen 27. Juli 1940.)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Dr. A. Bouwers, Elektrische Höchstspannungen. Technische Physik in Einzeldarstellungen 1. IX u. 333 Seiten. Mit 239 Abb. Berlin 1939. Verlag von Julius Springer. Preis RM 31.20.

Infolge der schnellen Entwicklung der Kernphysik in den letzten Jahren ist das Interesse des Physikers an sehr hohen elektrischen Spannungen sehr gewachsen. Die bisher auf diesem Gebiet existierenden zusammenfassenden Schriften behandelten die den Kernphysiker berührenden Fragen der Höchstspannungstechnik nur unvollkommen, weil sie im allgemeinen in bezug auf rein technische Probleme, vor allem das der elektrischen Kraftübertragung bei Wechselspannungen von einigen 100 kV geschrieben waren. Das vorliegende Buch stammt dagegen von einem Verfasser, der im Laboratorium der Philipswerke entscheidend an der Entwicklung der für die Röntgen- und Kernphysik wichtigen Hochspannungseinrichtungen gearbeitet hat (Konstruktion des Kaskadengenerators für Gleichspannungen von einigen Millionen Volt) und der daher neben umfassenden technischen Erfahrungen auch Verständnis für die besonderen Aufgaben der reinen Physik besitzt.

Diese besondere Einstellung des Verfassers kommt schon im ersten Abschnitt zum Ausdruck, der sich mit den verschiedenen Methoden zur Erzeugung hoher Spannungen beschäftigt. Hier werden nämlich außer allen in der Isolatorprüftechnik

und Kernphysik wichtig gewordenen eigentlichen Höchstspannungsgeneratoren, wie Hochspannungstransformator, Stoßspannungsgenerator, Kaskadengenerator (Spannungsvervielfachung durch Kondensatoren und Ventile), elektrostatischer Generator (van de Graaf) usw., auch die indirekten Methoden der stufenweisen Beschleunigung geladener Teilchen auf sehr hohe Geschwindigkeiten, also vor allem das Zyklotron, ausführlich beschrieben, obgleich ja diese Apparate nur für den Physiker, nicht aber für den Techniker mit den eigentlichen Höchstspannungsgeneratoren in engster Beziehung stehen. In zwei weiteren Abschnitten werden dann die grundlegenden Gesetze der elektrischen Felder und der isolierenden Medien behandelt. Der Leser wird hier durch Angabe von wichtigen Formeln und Regeln und durch viele Tabellen instand gesetzt, beim Aufbau der Laboratoriumsapparaturen sich schnell einen Überblick über die erforderlichen Abstände, Durchmesser oder Krümmungsradien der Leiter und über die Eigenschaften der zu wählenden Isolatoren zu verschaffen. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich im einzelnen mit den „Bauelementen von Hochspannungsanlagen" und enthält neben praktischen Hinweisen und Beschreibungen technischer Konstruktionen der Leiter, Isolatoren und Kondensatoren auch nähere Angaben über Gleichrichter, Schalter, Kabel usw. Nach einem weiteren Abschnitt über die wichtige Frage der „Messung von Höchstspannungen" wird endlich in einem Schlußabschnitt auf die Anwendung von Höchstspannungen noch etwas eingegangen, wobei sowohl technische Fragen (Kraftübertragung, Isolatorprüfung) wie medizinische und physikalische Fragen (Röntgenstrahlen, Kathodenstrahlen und Kernphysik) berücksichtigt werden und auch die Hauptregeln über Höchstspannungs- und Strahlenschutz aller Art nicht fehlen.

Selbstverständlich können in einem Buch von beschränktem Umfang neben dem eigentlichen Grundgegenstand die Anwendungen nicht allzu eingehend behandelt werden; der Verfasser hat aber durch ein sehr ausführliches Literaturverzeichnis auch das weitere Eindringen in speziellere Anwendungsgebiete sehr erleichtert. Hervorzuheben ist endlich neben der überall klaren textlichen Darstellung das ausführliche Material an Tabellen und graphischen Darstellungen und die gute Ausstattung des Werks mit Figuren und sehr anschaulichen Photographien großer Anlagen und konstruktiver Einzelteile.

W. Ramm.

Dechema Monographien. Band 11. XIII u. 119 S. Mit 81 Abb. Berlin 1939. Verlag Chemie GmbH. Brosch. RM 5.—.

Der Band enthält Artikel über zerstörungsfreie Prüfverfahren, Chlorwasserstoffbeständigkeit von Metallen, Einwirkung von Wasserstoff auf Metalle, Korrosion durch Gase bei chemischen Synthesen, Herstellung von Druckgasbehältern und Verhalten gegenüber verflüssigten und verdichteten Gasen. Den Physiker dürfte eine Arbeit von K. Fischbeck, „Über die Grundlagen der Reaktionen zwischen Gasen und Metallen", besonders interessieren. Bei der Reaktion von Metallen mit Gasen, etwa beim Verzundern von Metallen, wandert nicht das Gas durch die Schicht des Reaktionsproduktes zur Metalloberfläche, sondern umgekehrt diffundieren die Metallionen durch die Deckschicht zu der freien Oberfläche.

Wilhelm Hofmann

Ulick R. Evans, Korrosion, Passivität und Oberflächenschutz von Metallen. Ins Deutsche übertragen von E. Pietsch. Gr.-8°. XXXIII u. 742 S. Mit 94 Abb. Berlin 1939. Julius Springer. Geb. RM 56.70.

Die Korrosion der Metalle, deren Prototyp das Rosten von Eisen ist, dürfte manchem Physiker als ein der quantitativen Behandlung unzugängliches und daher uninteressantes Problem erscheinen. Daß dem nicht so ist, daran hat der Verfasser ein bedeutendes Verdienst, indem er, fußend auf vorhergegangenen Arbeiten, die elektrochemische Korrosionstheorie durch die Erkenntnis der Elemente differentieller Belüftung erweiterte. Danach treten auch in einem völlig homogenen, etwa in Wasser eingetauchten Metall zwischen Stellen verschiedener Sauerstoffzufuhr Potentialunterschiede auf, wobei die sauerstoffärmeren Stellen elektronegativ sind. Hier wird das Metall gelöst, während an den kathodischen Stellen die Wasserstoffionen zu Wasser oxydiert werden. An den Kathoden steigt die Alkalität der Flüssigkeit, so daß die an den Anoden in Lösung gegangenen Metallionen an der Grenze gegen die kathodischen Bezirke als Metallhydroxyd, etwa Rost, gefällt werden. In ähnlicher Weise sind viele andere Probleme der Korrosion und Passivität einer quantitativen Behandlung zugänglich geworden.

Verfasser, der vor 15 Jahren ein erstes grundsätzliches Bändchen über die Korrosion geschaffen hat, hat in dem vorliegenden Buch den gegenwärtigen Stand der Korrosionsforschung von Metallen in 15 Kapiteln dargestellt, deren jedes in drei Teile: Wissenschaftliche Grundlagen, Fragen der Praxis, Quantitative Behandlung, gegliedert ist. Den Physiker dürften besonders interessieren: Einfache Beispiele von Korrosion und Passivität, Dünne Filme, Oxydation bei hohen Temperaturen, Atmosphärische Korrosion und Anlauffarben bei gewöhnlicher Temperatur, Korrosion durch unbewegte und bewegte Flüssigkeiten, Wasserstoffentwicklung, Einfluß der Zusammensetzung der Flüssigkeit der Hauptkomponenten und der Begleitelemente der metallischen Phase, Schutz durch metallische Überzüge, Korrosionsprüfmethoden. Die Darstellung des großen Gebietes durch einen einzigen Fachmann bietet durch die Einheitlichkeit der Auffassung und Darstellung einen großen Vorteil. Die deutsche Übersetzung durch den auch in der Korrosionsliteratur bekannten Hauptredakteur des „Gmelin" ist als gelungen zu bezeichnen. Der Verlag ist zu dieser Neuerscheinung zu beglückwünschen.

Wilhelm Hofmann

Arnold Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien. II. Band. 2., umgearbeitete und erweiterte Auflage des „Wellenmechanischen Ergänzungsbandes". XI und 819 Seiten. Mit 62 Abbildungen. Braunschweig 1939. F. Vieweg & Sohn. Preis geh. RM 35.—, geb. RM 38.—.

Der erste Band von Sommerfelds „Atombau und Spektrallinien" ist das klassische Buch der älteren Quantentheorie. Jede seiner Auflagen spiegelte und befruchtete den jeweiligen Stand der Forschung, und die letzte, von 1931, faßte, schon in Kenntnis der Quantenmechanik geschrieben, den endgültigen Ertrag der älteren Entwicklungsphase

zusammen. Der lange erwartete zweite Band ist anders entstanden. Schon sein Vorläufer, der „wellenmechanische Ergängzungsband" von 1928, hatte die noch umstrittenen Gebiete beiseite gelassen und sich an die gesicherten Ergebnisse gehalten. Inzwischen hat sich die Menge des Gesicherten immer mehr erweitert, so daß heute der Inhalt des zweiten Bandes fast ausnahmslos zum endgültigen Besitz der Wissenschaft gerechnet werden muß und die schwerste Aufgabe des Autors vielleicht im Weglassen bestanden hat. Man darf wohl prophezeien, daß dieser Band dem Teil des endgültigen Inhalts der Theorie, den er umfaßt, in weitem Umfang auch die endgültige Form gegeben hat.

Weggelassen sind vor allem zwei Gebiete: die grundsätzlichen Erörterungen über Transformationstheorie, Unschärferelation und Komplementarität, und die neuen Disziplinen der Kernphysik und Höhenstrahlung. Die Darstellung führt in beiden Fällen bis in die Anfänge des Gebiets, entfaltet aber seine Probleme nicht im einzelnen. Das Schwergewicht der Darstellung liegt vielmehr auf dem mathematischen Gerüst der Theorie und auf ihrer praktischen Anwendung. Wer die Theorie selbst anwenden muß, wird den Wert des Buches erst richtig einschätzen können. Der Lernende wird ohne Umwege mit den Methoden bekannt gemacht, die er in der Praxis braucht, und der selbst theoretisch arbeitende Forscher findet in ihm den Ratgeber, an den er sich in den zahllosen Fragen des richtigen Ansatzes und der einfachsten oder weitreichendsten Lösungsmethode wenden kann. Dabei geht die Einheit des Aufbaus nie verloren; wo die Vielfalt der Probleme sie gefährden könnte, hält die Einheitlichkeit und Konsequenz der vielfach neuartigen Methoden und die Deutlichkeit und Durchsichtigkeit der Darstellungsweise sie aufrecht.

Eine Inhaltsangabe kann die Fülle des Stoffs nur andeuten. Fünf Kapitel entwickeln in erster Linie Grundlagen und allgemeine Methoden, fünf sind spezielleren Anwendungen gewidmet. Nach einem einführenden Kapitel wird das Kepler-Problem gründlich behandelt. Einem kürzeren dritten Kapitel über allgemeine und grundsätzliche Fragen folgt eine sehr ausführliche Darstellung der Diracschen Theorie des Elektrons. Sie ist der Teil des Buches, der wohl am meisten von den bisherigen Darstellungen abweicht; die Diracschen Vierermatrizen sind, zugunsten der Entwicklung der Theorie in hyperkomplexen Einheiten, in den mathematischen Anhang verbannt. Das Kapitel über Störungstheorie gibt dann die Grundlage für die spezielleren Anwendungen. Diese beziehen sich auf Photoeffekt, kontinuierliches Röntgenspektrum, Compton-Effekt, Heliumspektrum und Wasserstoffmolekül sowie chemische Bindung, und schließlich Näherungsmethoden zur Berechnung von Eigenfunktionen. 100 Seiten mathematischer Ergänzungen und Zusätze beschließen das Werk.

Auf Einzelheiten kann hier nicht eingegangen werden. Den Dank, den die junge Generation dem Verfasser für die Vollendung seines Werkes schuldet, wird sie in der sachlichsten Weise abtragen: durch seine eifrige Benutzung.

C. F. v. Weizsäcker.

NACHRICHTEN

Die Deutsche Physikalische Gesellschaft und die Deutsche Gesellschaft für Technische Physik werden ihre diesjährige Tagung gemeinsam in Berlin am 1. und 2. September abhalten. Unter den mehreren hundert Teilnehmern befindet sich auch eine größere Zahl von ausländischen.

Dozenturen: An der Universität Rostock Dr. Heinrich Becker für Experimentalphysik, an der Universität Berlin Dr. Siegfried Flügge für theoretische Physik, an der Universität Marburg Dr. Norbert Gottfried Schmahl für Chemie, an der Universität Heidelberg Dr. Hans Adolf Weidlich für organische Chemie, an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Hans Werner für analytische Chemie, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Hermann Rath für chemische Technologie der Gespinstfasern, an der Universität Graz Dr. Johannes Letzmann für Meteorologie, an der Technischen Hochschule Wien Dr. Georg Wagner für analytische Chemie insbesonders Gasanalyse, an der Universität Hamburg Dr. Curt Hagen für Angewandte Physik, an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Kurt Lommel für Erzeugung und Verteilung elektrischer Energie, an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Willy Hartner für Geschichte der Naturwissenschaften, an der Technischen Hochschule München Oberregierungsrat Dr. Friedrich Böcklein für Reproduktionstechnik, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Horst Brückner für chemische Technik, insbesondere Chemie der Brennstoffe.

Ernannt: Der ord. Professor für anorganische Chemie an der Universität Montreal früher in Wien, Dr. Hermann Mark in gleicher Eigenschaft an die Universität Basel, der außerplanmäßige Professor der Physik an der Universität Marburg Dr. Hans Kneser zum planmäßigen a.o. Professor an die Universität Berlin, der Dozent für Meteorologie und Geophysik an der Universität Innsbruck Dr. Erwin Ekhart zum a. o. Professor ebenda, der Dozent Dr. Werner von Koppenfels an der Universität Würzburg vertretungsweise an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn an Stelle des ausgeschiedenen Professors für Mathematik Dr. Lothar Koschmiedor, der Dozent an der Universität Wien Dr. Rudolf Dworzak zum a. o. Professor für organische Chemie ebenda, der Dozent für physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Hermann Schmid zum außerplanmäßigen Professor für technische Chemie ebenda, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Hellmuth Frieser zum ord. Professor für Photographie ebenda, der Dozent an der Technischen Hochschule Wien Hofrat Dr. Alfred Wogrinz zum a. o. Professor für analytische Chemie ebenda.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für Mechanik an der Technischen Hochschule Danzig Geh. Regierungsrat Dr. Hans Lorenz, der Assistent am Geographischen Institut der Technischen Hochschule zu München und Meteorologe der Luftwaffe Dr. Hermann Freudenberg, der Direktor an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin-Dahlem Professor Dr. Erich Giebe, der nichtbeamtete a. o. Professor für Chemie an der Universität Berlin Oberregierungsrat Dr. Josef Houben.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany